



TITLE:

研究会報告・量子ホール系のエッジモードと量子輸送現象：レビュー
(基研研究会「量子ホール効果及び関連する物理」,研究会報告)

AUTHOR(S):

永長, 直人

CITATION:

永長, 直人. 研究会報告・量子ホール系のエッジモードと量子輸送現象：レビュー(基研研究会「量子ホール効果及び関連する物理」,研究会報告). 物性研究 1999, 72(2): 206-210

ISSUE DATE:

1999-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/96594>

RIGHT:

研究会報告・量子ホール系のエッジモードと量子輸送現象－レビュー－

東京大学大学院工学系研究科 永長 直人

1. はじめに

量子ホール液体、特に分数量子ホール液体は新しいタイプの量子液体として1998年度のノーベル物理学賞の対象ともなった。この量子液体は非圧縮性流体であり、バルクの状態としてはギャップを持つ。そこで低エネルギー励起としては試料の端(エッジ)に局在したいわゆるエッジモードのみがこれに対応する。その物理的描像は意外に単純である。強磁場の存在下では、2次元電子はいわゆるサイクロトロン運動といわれる回転運動を起こす。これが量子化されたランダウ準位の古典的描像である。ところが、試料端では、電子がポテンシャルの壁に反射されてサイクロトロン運動(円運動)を閉じることができなくなる結果、端に沿った1次元的な運動を起こす。この運動の向きは、図1に示すように、各エッジに対して決まった向きを持っている。この向きを持つことを”カイラル”と呼ぶ。実際、Wen¹⁾が示したように、 $\nu = \frac{1}{2k+1}$ (k : 整数) のフェリングファクターの分数量子ホールはカイラル朝永ーラッティンジャー流体として記述される。そのラグランジアンは

$$L_0 = \int dx \frac{1}{4\pi g} \left[v(\partial_x \theta)^2 + \frac{1}{v}(\partial_x \theta)^2 \right] \quad (1)$$

で与えられる²⁾。ここで、TLLを特徴づける指数 g が $\nu(<1)$ で与えられることに注意されたい。これは相互作用しているフェルミオン系との対応で言うと強い斥力が働いている場合に相等し、非フェルミ流体の振舞を示す。さらに都合が良いことに、系に不純物ポテンシャルが存在する場合でも、図1に示すように右向きエッジモードから左向きエッジモードへと散乱される(後方散乱)確率は、エッジモードの波動関数間の重なり二乗に比例するので、巾 W がマクロな大きさの場合にはこれを見捨てる事ができる。以上をまとめると、分数量子ホール液体のエッジモードは1次元の非フェルミ液体であるTLLを調べるのに理想的な系であると言える。以下では、この系の量子輸送現象に焦点を絞って、最近までの発展をレビューしたい。

2. $\nu = 1/3$ 及び $2/3$ のエッジモード

まず、最も理論、実験ともに良くわかっている $\nu = 1/3$ の場合を考える。この場合について、

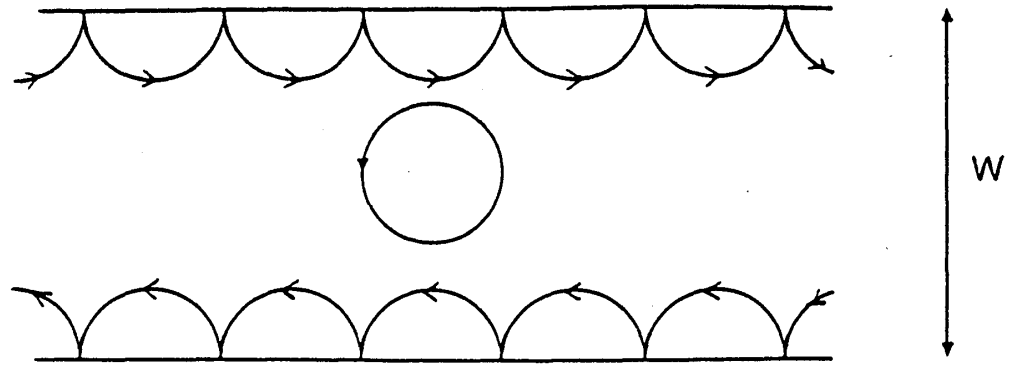


Fig. 1. エッジモードの概念図

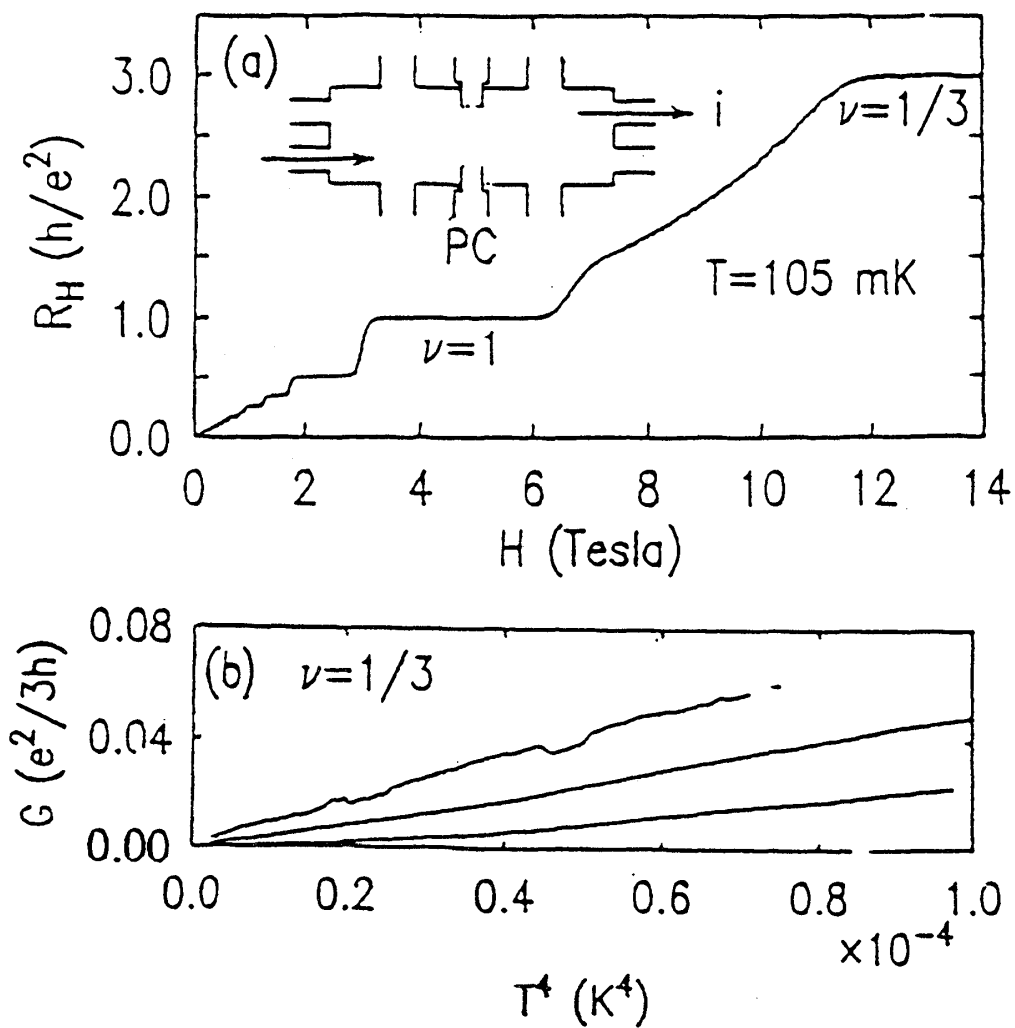


Fig. 2 ポイントコンタクトにおけるコンダクタンス (文献3) (a) サンプルの形状と磁場依存性, (b) コンダクタンスの温度依存性

ポイントコンタクトの配置でのコンダクタンスの測定が Webb らによって行われた³⁾。ポイントコンタクトとは、図 2(a) のようにゲード電圧を負にかけることでホールバーを絞り込み、上下のエッジを近づけることで後方散乱を可能にしたものである。これにより、(1) 式に加えて、準粒子が上下のエッジ間で散乱される項、

$$L_1 = V \cos \phi(x=0) \quad (2)$$

が現れる。 L_1 は位相変数 ϕ を $x=0$ でピン止めする働きがあり、 ϕ が電流のオペレーターであることを抑えることになる。くり込み群を使った解析によると、 $g > 1$ の時に L_1 は irrelevant operator で、エネルギー又は温度を下げてゆくと V は小さい値にスケールしてゆく。この時コンダクタンスは

$$G(T \rightarrow 0) = g \frac{e^2}{h} \quad (3)$$

へと V が無い時の値に近づく⁴⁾。一方、 $g < 1$ の時には L_1 は relevant operator で V は大きい値へとスケールしてゆき、 $T \rightarrow 0$ で ϕ をピン止めしてしまう。この結局 $T \rightarrow 0$ で

$$G(T \rightarrow 0) \sim T^{\frac{2}{g}-2} \quad (4)$$

と振舞う。 $\nu = 1/3$ に対しては $g = 1/3 < 1$ なので、(4) 式から $G(T) \propto T^4$ が予想されるが、Webb らの実験結果図 2(b) はそれを支持しているように思われる。 L_1 は、電荷 $\pm \nu e = \pm e/3$ を持った準粒子が散乱される過程を表現しているが、このような分数電荷を直接”証明”する実験はないのだろうか？この問いに対して、最近量子雑音(ショットノイズ)の実験が行われた⁵⁾。電流の揺らぎの強さ S_I は e^* を散乱される電流キャリアーの電荷、 I_B を後方散乱電流として

$$S_I = 2e^* I_B \quad (5)$$

の関係がある。図 3 に示す実験は、正に $e^* = e/3$ を示している。

次に $\nu = 2/3$ の場合を考える。この場合は $\nu = 1 - \frac{1}{3}$ に対応して $\nu = 1$ に対するエッジモードと、それに逆向きの $\nu = -\frac{1}{3}$ に対するものの 2 本が存在すると考えられる。そのために、これらのモード間の不純物ポテンシャルによる”後方散乱”が可能となる⁶⁾。この不純物散乱

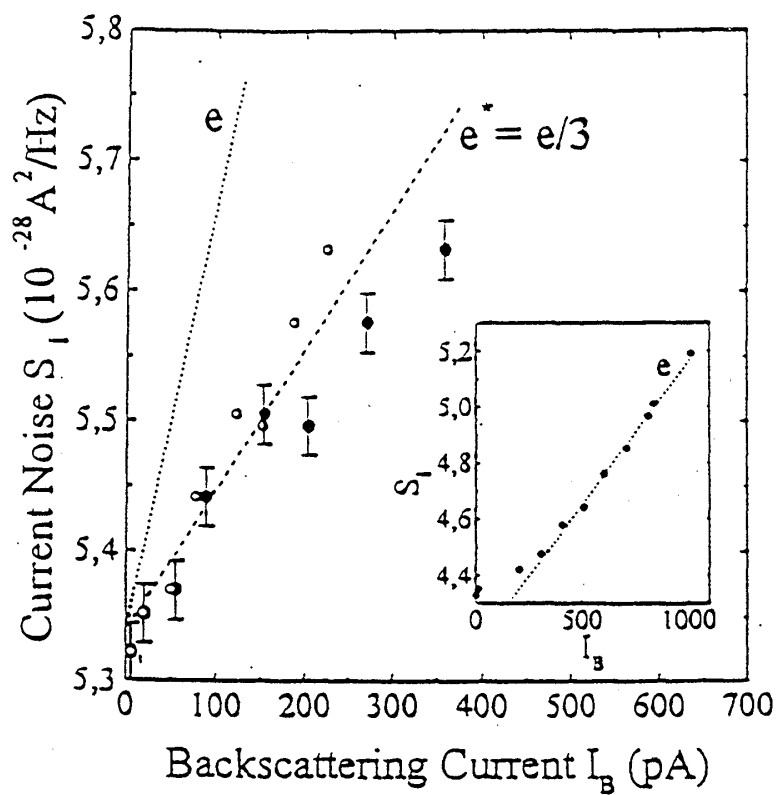


Fig. 3 ショット雑音による電荷の決定 (文献5)

は、二本のモード間の化学ポテンシャルを等しくする働きをし、その結果ホールコンダクタンス G_H を $\frac{2}{3} \frac{e^2}{h}$ に量子化する。又、後述の電気トンネリングコンダクタンス $G_e(T)$ は $G_e(T) \propto T^2$ となることが予言されている⁶⁾。一方、不純物散乱ではなく、ポイントコンタクトでの後方散乱を $\nu = 2/3$ の場合に解析すると、くり込み群の固定点が複数個発生するなど多彩な振舞いが予想されている⁷⁾。

3. 一般の ν に対する電子トンネリング

ポイントコンタクトの実験では $I-V$ 特性を見ようとするとき後方散乱の強さ自体が変化してしまうので、コンダクタンスの温度依存性を見ることになる。そのためスキャンできるエネルギーが比較的限られてしまう。これに対して、量子ホール系と通常の半導体を接触させて $I-V$ 特性を測る実験が ν を連続的に変化させて行われた⁸⁾。この方法により、広範囲の V を変化させ $I \propto V^{\alpha(\nu)}$ の関係を見出すことができた。この $\alpha(\nu)$ は、Shytov らによって理論的に予言されていた⁹⁾。その関数形は、 $\nu = 1/2$ や $1/4$ でカスプ状の特異性を持つものであったが、実験結果はそれとは異なり $\alpha(\nu) \cong \frac{1}{\nu}$ にほぼフィットするものであった。これは、エッジモードの構造が ν の値及び階層構造に依存することとを考えるとなかなか理解し難い。むしろ現実の系では長距離クーロン力に支配された流体力学的な現象が支配的に見える。実際、長距離クーロン相互作用がある場合には、電荷を担う Charge Mode と中性の Neutral Modes に分かれ、前者は後者に比べて速い速度を持つこと ($v_c \gg v_n$) が知られている。 Λ を運動量のカットオフとして $\nu_n \Lambda \ll \varepsilon \ll \nu_c \Lambda$ のエネルギー領域では、Charged Mode からのみの寄与が指数 $\alpha(\nu)$ を支配し、 $\alpha(\nu) = 1/\nu$ を与える¹⁰⁾。以上のことからエッジを通して階層構造の詳細に迫ろうとした時には、クーロン相互作用を何らかの方法で遮蔽する必要がある。

- 1) X.G.Wen, Phys. Rev.B41, 12838 (1990).
- 2) N.Nagaosa and M.Kohmoto, Phys.Rev.Lett.75,4294 (1995).
- 3) F.P.Milliken et al., Solid State Commun.97,309 (1996).
- 4) C.L.Kane and M.P.A.Fisher, Phys.Rev.Lett.68,1220 (1992);
A.Furusaki and N.Nagaosa, Phys.Rev.47,4631 (1993).
- 5) L.Saminadayar et al., Phys. Rev.Lett.79,2526 (1994).
- 6) C.L.Kane et al., Phys.Rev.Lett.72,4129 (1994).
- 7) K.Imura and N.Nagaosa, Phys.Rev.B55,7690 (1997);B57,R6826(1998).
- 8) M.Grayson et al., Phys.Rev.Lett.80,1062 (1998).
- 9) A.V.Shytov et al., Phys.Rev.Lett.80,141 (1998).
- 10) D.H.Lee and X.G.Wen, cond-mat/ 9809160.